EL LASER: TEORIA Y APLICACIONES

(SEGUNDA PARTE)

Resumen de las Charlas dadas por el profesor de la E.T.S.I.T.

D. José Antonio Martín Pereda

a la Rama del I.E.E.E. de Madrid

CHARLA III

OSCILADORES LASER

El oscilador laser es esencialmente una cavidad resonante operando a frecuencias ópticas. El concepto de funcionamiento es el siguiente. El material laser almacena energía por la lámpara de excitación. Esta energía vuelve al haz por emisión estimulada con lo que la energía de éste aumenta. La cavidad óptica está limitada por dos espejos extremos que reflejan la radiación óptica a la cavidad, realizándose así una realimentación óptica. La oscilación es mantenida ida y vuelta hasta que las pérdidas son inferiores a las ganancias. Entre esas pérdidas está la más importante: la de radiación de salida, conseguida en uno de los espejos que es parcialmente reflector.

3 - 1 CONSIDERACIONES ELEMENTALES

Un modelo de oscilador laser, es el mostrado en la figura 3.1.

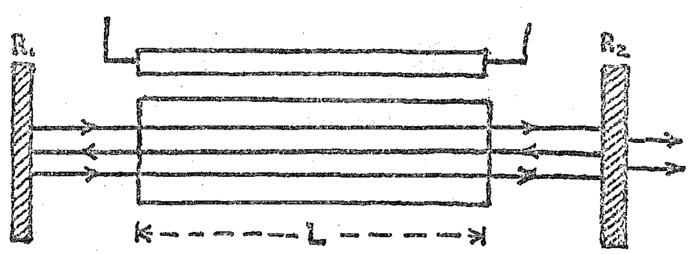


Figura 3 - 1

La lámpara de bombeo invierte la población electrónica en el material laser. El sistema comienza a oscilar con el disparo por cierta radiación espontánea emitida a lo largo del eje del laser. Esta radiación es amplificada y una fracción sale por el espejo parcialmente reflector. La parte reflejada es amplificada otra vez por la radiación estimulada al volver a pasar por el material. Este proceso se repetirá hasta que la ganancia no doble pero iguale o exceda a las perdidas. Como ejemplo, calculemos las condiciones para el umbral de la oscilación en el caso simple de la figura 3 - 1. Supongamos una ganancia por unidad de longitud de α, un material activo de longitud L y espejos con una reflectividad R_1 y R_2. Supongamos, asimismo, que las condiciones de ganancia son exponenciales con la longitud. Asumamos que una densidad de fotones de ϕ fotones/cm^3. viaja hacia la izquierda.

La condición umbral se establece igualando la densidad de fotones inicial con la ganancia por las reflectividades, esto es:

$$[\phi\ e^{2\alpha L}]\ R_1R_2 = \phi\ ;\ e^{-2\alpha L} = R_1R_2$$

si suponemos que la ganancia es pequeña en el umbral, podemos desarrollar en serie la exponencial con lo que queda:

$$\alpha = \frac{1}{2L}\ [1-R_1R_2]$$

3 - 2 MODOS DE LA CAVIDAD LASER EN OSCILADORES

En un resonador óptico, tal como una cavidad laser, no todas las frecuencias pueden oscilar. Es exactamente el mismo caso que aparece en microondas. Pero hay una diferencia esencial, que mientras en estas la longitud de onda de la radiación es del mismo orden de magnitud que la cavidad, en la cavidad laser las dimensiones de esta son mucho mayores que las de la radiación.

Ya que, para ondas ópticas, $L >> \lambda$, un gran número de semilongitudes de onda puede existir en la cavidad. Son todas las que satisfacen:

$$n\frac{\lambda}{2} = L$$

donde n es un número entero. Por ejemplo, para L = 5 cm. y $\lambda = 1\mu$, $n \approx 10^5$.

Un posterior requerimiento para que pueda existir un determinado modo es que la ganancia neta de la cavidad en la longitud de onda resonante, exceda a la unidad.

Un examen rápido de está condición resonante indicará que otro modo, cerca del primero, pero de longitud de onda ligeramente inferior pueda existir también. Supongamos por ejemplo que la cavidad resuena a λ_1. Para una próxima λ_1, ocurrirá resonancia también con tal que:

$$n\ \lambda_1 = 2\ L$$

$$(n+1)\ \lambda_2 = 2L$$

ya que $\lambda_1 \sim \lambda_2$ podemos escribir:

$$\Delta\ \lambda = \lambda_1 - \lambda_2$$

$$\lambda_1 \lambda_2 = \lambda^2$$

$$\Delta\ \lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

así vemos que, para $\lambda = 1\mu$ y $L = 5$ cm, la separación entre modos es de $\Delta\ \lambda = 10^{-1}$ Å.

Y sí expresamos esta relación en función de la frecuencia:

$$\lambda\ v = c \qquad \Delta\ v = \frac{c}{2L}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\ v}{v}$$

y para el caso anterior esto da una separación entre los modos de -- 3.000 MHz.

Lo descrito hasta aquí es solo una situación ideal. Hemos -- supuesto una onda plana estacionaria propagándose en ambos sentidos en la cavidad. Esto sería solo cierto para superficies infinitas de los espejos. Debido a sus dimensiones finitas, ya que tienen bordes aparecerán - perdidas por difracción, que habrán de ser consideradas.

Debido a ellas, más las de reflexión y absorción, unos modos tendrán más ganancia que otros, con lo que aparecen ventajas de unos - sobre otros. Los más desfavorecidos desapareceran tras unos cuantos pases por el medio resonador mientras los otros serán los que consigan ganancia. La introducción del Q de la cavidad, parece obligada.

El factor de calidad de la cavidad (Q) para una geometría dada puede ser expresado en términos de las pérdidas por reflexión en cada espejo. Para mostrarlo supongamos que las pérdidas por reflexión (β) son debidas a la difracción, transmisión y absorción en los espejos. Ya que la definición de Q es:

$$Q = 2\pi v \text{ energía almacenada/ energía perdida por segundo,}$$

tendremos:

energía almacenada en la cavidad = NhvAL

energía perdida por segundo = Nh v AcB

donde N : densidad de cuantos en la cavidad

A : sección transversal de la cavidad.

hv : energía de cada cuanto

de donde:

$$Q = L \pi v \frac{NhvAL}{NhvAcB} = \frac{2\pi L}{\beta\lambda}$$

Si las pérdidas por difracción, α_D, son pequeñas comparadas con las de reflexión, el Q de la cavidad crecerá incrementando la longitud de la cavidad de una forma lineal.

Cuando la separación aumenta considerablemente las pérdidas de difracción aumentan y con ello el valor de β, con lo que el incremento lineal del Q con la longitud desaparece.

La distribución de energía en una sección transversal de la cavidad, con espejos planos paralelos fue calculada por medio de computador por Fox y Lee. Encontraron que el volumen efectivo de una cavidadlaser se extiende solamente alrededor de un 70% del radio de los espejos. Sus estudios condujeron a las siguientes conclusiones:

a) Una cavidad Fabry-Perot de espejos plano-paralelos puede caracterizarse por un conjunto discreto de modos normales, con el modo dominante teniendo una intensidad del campo aproximándose a cero en el extremo de los espejos: las pérdidas son menores.

b) Las pérdidas por difracción para el modo dominante son tan bajas que el mecanismo primario de pérdidas es el debido a la reflexión.

c) Las pérdidas relativas de difracción para varios modos son independientes de la geometría de la cavidad. Por ello el modo dominante no puede ser desplazado a otro modo alterando las dimensiones de la cavidad.

d) Ondas planas uniformes no conducen a una descripción adecuada de los modos en una geometría de espejos planos.

La geometría plano-paralela del resonador Fabry-Perot no es ideal, sin embargo un resonador formado por dos reflectores de igual curvatura y separados por sus radios comunes tiene ciertas ventajas (Fig. 3-2):

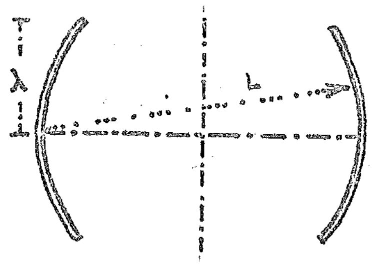


Figura 3 - 2

1.- Las pérdidas por difracción son menores que en el caso de una cavidad Fabry-Perot.

2.- La alineación óptica no es tan crítica.

3.- El volumen es menor con lo que el material laser necesario para un determinado factor de calidad es menor.

Esto lleva consigo menor potencia de bombeo.

Las ondas reflejándose en vaivén en esta cavidad, tienen frentes de onda de fase constante esféricos (Fig. 3-3).

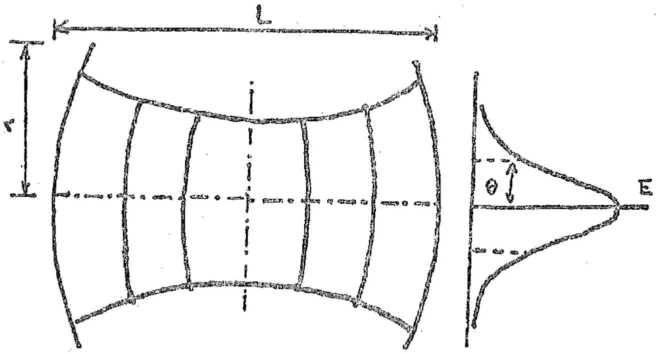


Figura 3 - 3

La distribución del campo de los modos viene dada por una variación gaussiana en la sección transversal de la cavidad. El tamaño efectivo puede ser definido por el radio θ en que la gaussiana decae en 1/e de su valor inicial. Este θ viene dado por:

$$\vartheta = \left[\frac{L\lambda}{\pi} \right]^{1/2}$$

Finalmente debemos hacer notar que debido a las pequeñas pérdidas por difracción, la mayor parte de las pérdidas provendrán de la reflectividad finita de los espejos. Y con ello todos los modos de la -

cavidad confocal tendrán el mismo.

¿De qué depende entonces el que unos modos se vean aumentados y otros no?. La solución es la siguiente.

En un laser, los modos permitidos que podrán oscilar dependerán de la característica de ganancia del medio laser en función de la longitud de onda, que depende a su vez de la anchura de linea de fluorescencia de la transición laser. Si los modos están separados $\Delta\lambda$ y la forma de la linea de fluorescencia es la que puede verse en la Fig. 3-4, el modo que esté más próximo al centro temdrá la ganancia mayor. Cualquier modo que caiga fuera de la linea de fluorescencia no oscilará debido a su pequeña ganancia.

Sin embargo, debido a la pequeña separación entre modos de hecho más de un modo llegará a oscilar. Y serán necesarios más selectores. Una posibilidad de conseguir esto es con la disposición de la Fig. 3 -5. Un extremo es un espejo reflector 100%, mientras que el otro emplea dos espejos separados una cierta distancia y que actuan como nuevo resonador. En él la separación entre modos sería:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\mu L_2}$$

donde μ es el índice de refracción.

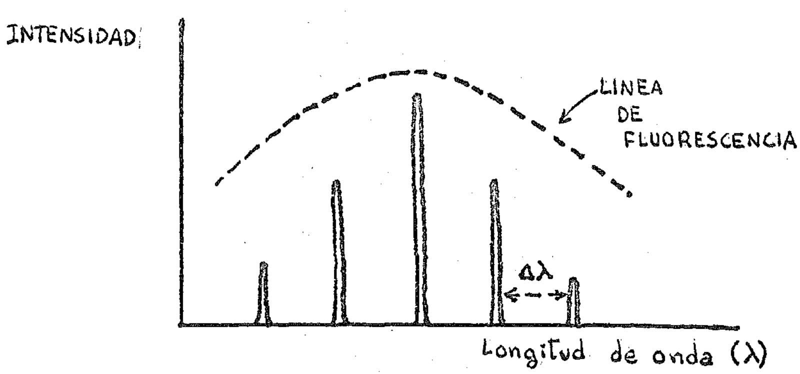
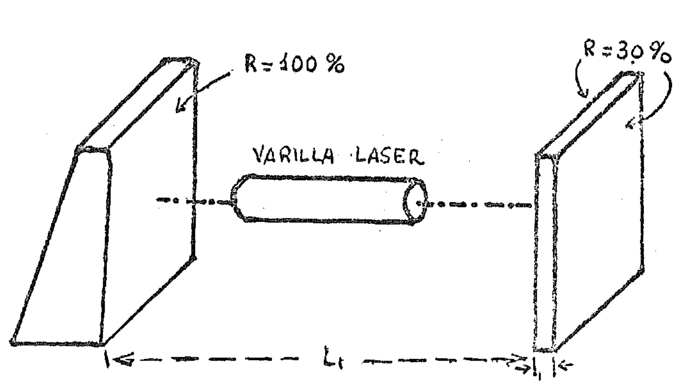


Fig. 3.4



Así para $L_2 = 10^{-1}$ cm. y $\mu = 1.5$, para una radiación del rubí de = 6,943 Å , la separación entre modos será $\Delta \lambda = 1.5$ Å y si la linea fluorescente no excede esta anchura sólo un modo llegaría a oscilar. Esto queda ilustrado en la Fig. 3-6.

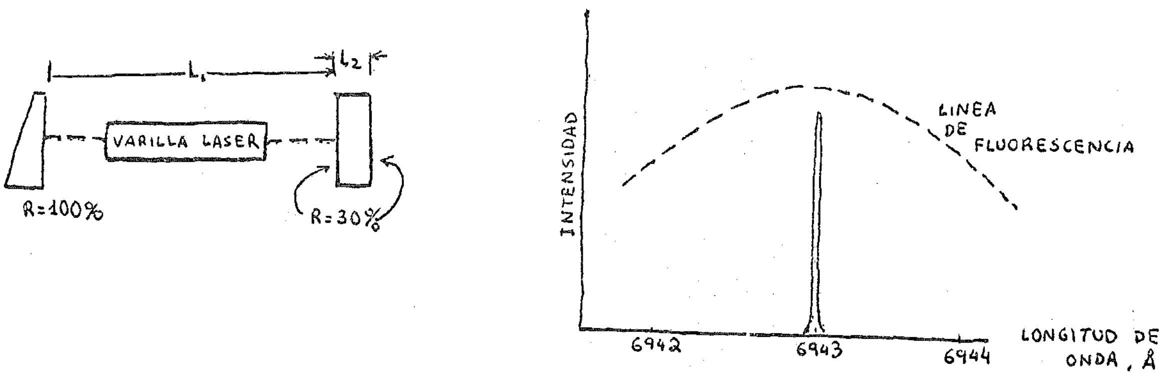


Figura 3 - 6